

Отчет по проекту 10-08-00999-а за 2010 г

Разработка моделей турбулентности и численное моделирование процессов гидродинамики и теплообмена в элементах активной зоны ядерных реакторов с водным теплоносителем сверхкритического давления

Руководитель: Артемов Валерий Иванович

Аннотация на русском языке:

Выполнен анализ доступной литературы по тематике проекта, в частности анализ существующих экспериментальных данных по течению воды СКД и отобраны данные для проведения верификационных расчетов. Проанализированы существующие алгебраические модели, используемые для описания течения теплоносителей СКД в трубах и каналах. В качестве типичного примера такой модели отобрана модель В.Н. Попова.

Для проведения расчетов теплоносителей СКД проведена модификация математических моделей кодов ANES и PHOENICS: создана БД свойств воды СКД, скорректированы алгоритмы решения уравнения энергии для случая сильно переменной изобарной теплоемкости. В коде ANES реализована алгебраическая пристенная модель Попова.

Проведено тестирование k-ε модели, реализованной в коде Anes для моделирования теплоносителей СКД, на основе сравнения результатов расчетов кодов ANES и PHOENICS. Показано, что эти модели дают практически идентичные результаты для теплоносителей СКД.

Проведена верификация двухпараметрических моделей турбулентности, реализованных в коде ANES и PHOENICS, на основе существующих экспериментальных данных по теплообмену при течении СКД теплоносителя в вертикальных трубах. Показано, что двухпараметрические модели турбулентности в состоянии описать не только нормальные, но и ухудшенные режимы теплообмена при течении воды СКД.

Аннотация на английском языке:

The analysis of the available literature data on the subject of the project is made, including analysis of existing experimental data on the flow of water at supercritical pressure (SCP). Data for the verification of calculations are selected. Existing algebraic models, used for description of the flow of heat-transfer agent in the pipes and channels at SCP, have analyzed. The model of V.N. Popov is selected as a typical example of such approach.

For carrying-out of calculations using heat-transfer agents at SCP the modification of mathematical models of ANES's and PHOENICS's codes is made: the database of properties of water at SCP is created, algorithms for solving the energy equation for the case of highly variable isobaric heat capacity is adjusted. The algebraic near-wall model of Popov is implemented in the code of ANES.

Testing of k-ε model, implemented in the code of ANES for simulation of heat-transfer agents at SCP, is carried-out, based on comparing the results of calculation using codes ANES and PHOENICS. It is shown that these codes give identical results for heat-transfer agents at SCP.

The verification of two-parametric turbulence models, implemented in codes of ANES and PHOENICS, is carried-out using known experimental data on heat exchange at flow of SCP heat-transfer agent in vertical pipes. It is shown, that two-parametric turbulence models can give correct results as normal as deteriorated heat transfer regimes at SCP water flow.

Развернутый научный отчет

Введение

Несмотря на огромный опыт проектирования и эксплуатации энергоустановок с теплоносителем СКД, накопленный теплоэнергетикой за прошедшие 50 лет, следует отметить, что условия течения теплоносителя в каналах активной зоны (АЗ) ядерной энергетической установки (ЯЭУ) и парогенерирующих трубах котла тепловой станции существенно отличаются, прежде всего, вследствие различных гидравлических диаметров и формы каналов АЗ, наличия дистанционирующих решеток и обратной связи между нейтронно-физическими и теплогидравлическими процессами [1]. Таким образом, специфика процес-

сов тепло- и массообмена в ЯЭУ с теплоносителем при СКД и повышение требований ядерно-радиационной безопасности диктует необходимость тщательного исследования целого ряда ключевых вопросов как экспериментальными так и численными методами. При использовании численных методов главной проблемой является разработка адекватных моделей турбулентного переноса тепла и импульса для теплоносителей СКД.

В последние десятилетия прошлого столетия были разработаны пристеночные алгебраические модели турбулентности, хорошо зарекомендовавшие себя при анализе теплообмена и гидродинамики для течений в трубах и каналах теплоносителей с существенно переменными свойствами, включая СКД, как при нагревании, так и при охлаждении.

По очевидным причинам разработанные ранее пристеночные модели турбулентности для течений типа пограничного слоя не могут применяться для расчета каналов сложной формы, содержащих дистанционирующие решетки. В последние годы были сделаны попытки применить для моделирования течения теплоносителей СКД современные двухпараметрические модели турбулентности, реализованные в универсальных кодах типа Fluent и StarCD [см., например, 2,3]. Основной вывод по этим работам: двухпараметрические модели удовлетворительно описывают нормальные режимы теплообмена и неудовлетворительно – ухудшенные режимы, в которых наблюдаются «пики» температуры стенки канала.

У нас эти результаты вызывают некоторые сомнения, связанные с тем, что авторами работ для моделирования использовались универсальные CFD коды и модели турбулентности «зашитые» в этих кодах. Очень часто недостоверные результаты моделирования связаны с неправильной «настройкой» моделей кода для задач, отличающихся от традиционных (например, для теплоносителей СКД). Авторы проекта сами столкнулись с такой проблемой при использовании универсального кода PHOENICS для моделирования течения воды СКД. Только коррекция исходного текста кода (через его подсистему GROUND-интерфейса) позволила получить достоверные результаты.

В связи с этим, целями первого этапа проекта были: отбор надежных экспериментальных данных по теплообмену при течении теплоносителя СКД в трубах и каналах и верификация существующих моделей турбулентности с использованием современных CFD кодов.

Для проведения моделирования использовались два CFD кода: универсальный код PHOENICS и код ANES, разработанный в МЭИ. В качестве моделей турбулентности были выбраны две группы моделей:

- 1) две пристенные алгебраические модели,
- 2) серия двухпараметрических моделей турбулентности.

Основные расчеты проведены с использованием кода ANES. Код PHOENICS использовался для дополнительной верификации моделей, реализованных в коде ANES, и для верификации дополнительных двухпараметрических моделей турбулентности.

Следует отметить, что для течения теплоносителя с постоянными или слабопеременными свойствами *все* тестируемые модели дают практически одинаковые результаты, хорошо совпадающие с экспериментальными данными.

1. Анализ существующих экспериментальных данных

Экспериментальные исследования теплообмена при сверхкритических параметрах состояния теплоносителя начались еще в 50-х годах XX века. За прошедшее время накоплен огромный экспериментальный материал, показывающий, что существуют особенности теплообмена при течении теплоносителя СКД, которые в первую очередь связаны с сильной зависимостью свойств теплоносителей от температуры при сверхкритических давлениях [4]. На рисунке 1 в безразмерном виде представлены свойства воды в окрестности псевдокритической температуры T_m (температура, соответствующая максимуму теплоемкости). Хорошо видна главная особенность воды СКД – существенный пик теплоемкости и резкое уменьшение плотности.

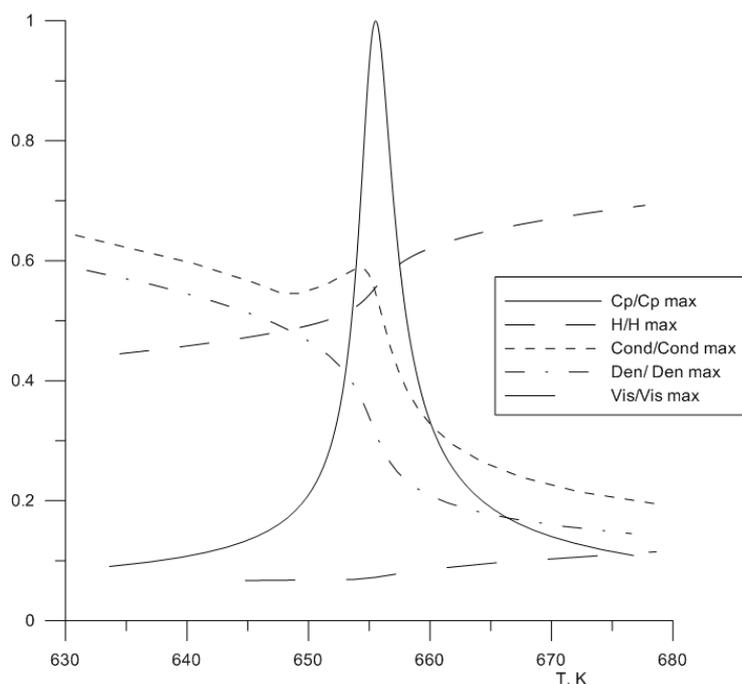


Рисунок 1 – Поведение свойств воды в области псевдокритической температуры для $p = 24$ МПа.

Как показали экспериментальные исследования, наблюдается три режима теплообмена: *нормальный*, когда коэффициент теплоотдачи близок к значениям, найденным из обычных соотношений для течения жидкости в каналах; *улучшенный*, когда коэффициент теплоотдачи выше, чем в нормальном режиме; и *ухудшенный*, когда коэффициент теплоотдачи ниже, чем предсказанный по известным методикам. В режиме заданного теплового потока на стенке такое поведение коэффициента теплоотдачи непосредственно сказывается на поведении температуры стенки. В области ухудшенного теплообмена наблюдается резкое повышение температуры стенки трубы.

При выборе экспериментальных данных для верификации моделей турбулентности необходимо было учесть следующие обстоятельства:

1) желательно иметь подробную информацию об экспериментальном участке и режимных параметрах;

2) возможность получения исходных измеренных данных, а не результатов их обработки;

Проведенный нами анализ экспериментальных исследований на воде показал, что наиболее достоверными (с нашей точки зрения) являются результаты экспериментов, выполненные в ФЭИ П.Л. Кирилловым с сотрудниками [5,6]. Эксперименты, описанные в этих работах, проведены методически на высоком уровне, указаны характерные погрешности. На одном и том же оборудовании получены данные, как по нормальным, так и по ухудшенным режимам теплоотдачи при различных режимных параметрах. Поэтому эти данные стали основой для проведения верификационных расчетов.

В качестве второй группы экспериментальных данных были выбраны результаты М.Е. Шицмана [7]. Исторически эта работа была первой, в которой были обнаружены ухудшенные режимы теплообмена и ее данные по температуре стенки наиболее часто используются для сравнения с результатами численного моделирования. Однако в работе отсутствует подробное описание экспериментальной установки и методики измерения. В этой работе наблюдались нестационарные режимы, которые сопровождалась термо-акустической неустойчивостью и значительными колебаниями давления (при $p = 245$ бар амплитуда колебаний давления достигала 25 бар).

2. Особенности математических моделей кода ANES

При численном моделировании следует учитывать особенности как свойств теплоносителя СКД, так и особенности геометрии элементов активной зоны ядерного реактора.

Основные свойства СКД теплоносителя, влияющие на математическую модель процессов, заключались в следующем:

- 1) во всех режимах теплоноситель представляет собой однофазную среду, что позволяет для описания гидродинамики и теплообмена использовать модели для однофазного теплоносителя;
- 2) свойства теплоносителя СКД имеют сильную нелинейную зависимость от температуры и давления, особенно в области псевдокритической температуры.

Для моделирования элемента активной зоны необходимо использовать расчетную область (РО), которая представляет собой один или несколько каналов, в которых расположены непроницаемые твердые конструкции. Это требует расчета температурных полей в твердых конструкциях и учета сопряженного теплообмена на границах раздела «теплоноситель» - «твердые конструкции».

Как уже отмечалось, для основного моделирования использовался CFD код ANES [7].

Код ANES предназначен для моделирования пространственно многомерных течений многокомпонентной однофазной в областях сложной геометрической формы, содержащих внутри твердые проницаемые или непроницаемые объекты. Для описания таких объектов в коде используется двухфазная модель, в которой:

- первая фаза - G-фаза - представляет собой сплошную среду (теплоноситель),
- вторая фаза - S-фаза – описывает зоны с непроницаемыми или проницаемыми твердыми конструкциями.

Именно эта модель и применялась для проведения верификационных расчетов. Для моделирования течения теплоносителя СКД в круглой вертикальной трубе использовалась двумерная система уравнений, записанная в цилиндрической системе координат. Для G-фазы эта система имеет вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\rho_g \mathbf{U}_g) &= 0, \\ \operatorname{div}(\rho_g \mathbf{U}_g U_{gx} - \mu_{\text{eff}} \nabla U_{gx}) &= -\frac{\partial P_f}{\partial r} - \mu_{\text{eff}} \frac{U_{gr}}{x^2} + S_{\mu,r}, \\ \operatorname{div}(\rho_g \mathbf{U}_g U_{gz} - \mu_{\text{eff}} \nabla U_{gz}) &= -\frac{\partial P_f}{\partial z} + g_z (\rho_g - \rho_{\text{арх}}) + S_{\mu,z}, \\ \operatorname{div}(\rho_g \mathbf{U}_g h_g - \lambda_{\text{eff}} \nabla T_g) &= \mathbf{U}_g \nabla P_f, \\ \nabla \Phi &= \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial r}, 0, \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right\}; \quad \operatorname{div}(\mathbf{F}) = \frac{1}{r} \frac{\partial (r F_r)}{\partial r} + \frac{\partial F_z}{\partial z} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь

- | | |
|---|--|
| ρ_g | - плотность, |
| $\mathbf{U}_g = (U_{gr}, 0, U_{gz})$ | - вектор скорости, |
| T_g | - температура, |
| $\mu_{\text{eff}} = \rho_g (v_g + v_t)$ | - коэффициент эффективной вязкости, |
| v_g | - коэффициент молекулярной кинематической вязкости, |
| v_t | - коэффициент турбулентной кинематической вязкости, определяемый моделью турбулентности, |
| $\lambda_{\text{eff}} = \rho_g c_{pg} \left(\frac{v_g}{Pr} + \frac{v_t}{Pr_t} \right)$ | - коэффициент эффективной теплопроводности, |

$$Pr = \frac{v_g \rho_g c_{pg}}{\lambda_g} \quad \begin{array}{l} \text{- число Прандтля,} \\ \lambda_g \quad \text{- коэффициент теплопроводности,} \\ Pr_t \quad \text{- турбулентное число Прандтля,} \\ h_g \quad \text{- удельная энтальпия,} \\ c_{pg} = \left(\frac{\partial h_g}{\partial T_g} \right)_p \quad \text{- удельная изобарная теплоемкость,} \\ g_z \quad \text{- z-компонента вектора ускорения свободного падения,} \\ \rho_{арх} \quad \text{- произвольное постоянное значение плотности.} \end{array}$$

В уравнениях движения P_f – относительное (гидродинамическое) давление, связанное с полным термодинамическим давлением p соотношением:

$$p = P_f + p_0 + \rho_{арх} g_{cz} z - \frac{2}{3} \rho_g v_g \operatorname{div}(\mathbf{U}_g) \quad (2)$$

где p_0 – произвольный отсчет давления. Появление дополнительных источников в уравнениях движения $S_{\mu,t}$ и $S_{\mu,z}$ связано с отличием взаимосвязи тензора касательных напряжений и тензора скоростей деформаций (закона Ньютона) от стандартного «градиентного» вида (эти члены рассчитываются в коде автоматически).

Для описания S-фазы (твердых непроницаемых конструкций) используется одно уравнение теплопроводности

$$\operatorname{div}(\lambda_s \nabla T_s) = 0 \quad (3)$$

где

λ_s – коэффициент теплопроводности S-фазы,
 T_s – температура S-фазы.

На границе G и S фаз («теплоноситель» - «твердая конструкция») должны быть выполнены условия теплового сопряжения

$$q_{g,n} = q_{s,n}, \quad T_g = T_s \quad (4)$$

где q_n – нормальная к поверхности компонента вектора плотности теплового потока.

Система уравнений (1) -(4) для турбулентных режимов представляют собой осредненные уравнения. При переменных свойствах возможно два способа представления осредненных уравнений: обычное осреднение пульсационных характеристик по времени (по Рейнольдсу) и среднемассовое осреднение по времени, впервые предложенное Фавре. Для переменной F обычное осреднение имеет вид

$$\bar{F}(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} F dt,$$

где T – период осреднения. Среднее по Фавру равно

$$\langle F \rangle = \frac{\overline{\rho F}}{\rho}.$$

Хотя оба осреднения характеризуются как преимуществами, так и недостатками, главным преимуществом осреднения по Фавре является тот факт, что все конвективные члены в уравнение неразрывности, движения и энергии не изменяют своего вида. Поэтому в ANES используется осреднение по Фавре.

Особенности математических моделей кода для теплоносителей СКД

При численном решении задач с сильно переменными свойствами возникают дополнительные проблемы при решения уравнения энергии (1), в которое входит две переменных – температура T_g и энтальпия h_g .

Если теплоемкость среды постоянна (что свойственно большинству жидкостей и газов), то справедливо соотношение

$$h_g = c_{pg} T_g \quad (5)$$

Для теплоносителей СКД это соотношение не выполняется, т.к. теплоемкость имеет большой пик в области псевдокритической температуры.

В ряде работ используется подход, основанный на замене градиента температуры на градиент энтальпии (в этом случае из процесса решения исключается T_g)

$$\nabla T_g = \frac{1}{c_{pg}} \nabla h_g$$

Такой подход вполне приемлем при решении задач без S-фазы. При наличии твердых конструкций он приводит к существенным трудностям при реализации условий сопряжения (6) в численном методе контрольного объема (МКО).

Для решения этой проблемы в коде ANES реализован специальный алгоритм на уровне дискретных уравнений метода контрольного объема (МКО).

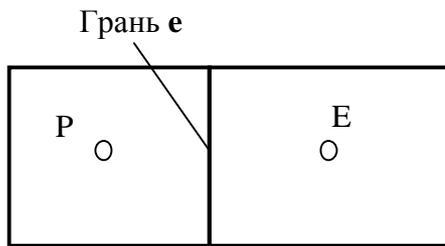


Рисунок 2 - Контрольные объемы и грань между ними

Суть этого подхода заключается в следующем. Рассмотрим грань «e» между двумя КО с узловыми точками P и E (см. рисунок 2). Для вычисления конвективной составляющей полного потока энергии на грани $J_{c,e}$ в коде ANES (и в большинстве CFD кодов) используется схема против потока

$$J_{c,e} = (\rho U h)_e \Delta A_e = \max(m_e, 0) h_P - \max(-m_e, 0) h_E, \quad m_e = \rho_e U_e \Delta A_e \quad (6)$$

где ΔA_e – площадь грани, m_e – поток массы на грани. Соотношение (6) можно записать в несколько ином виде

$$J_{c,e} = \max(-m_e, 0) (h_P - h_E) - m_e h_P \quad (7)$$

Поскольку для решения дискретных уравнений используются различные итерационные решатели, то (7) можно преобразовать следующим образом (символ «*» означает значения, взятые с предыдущей итерации)

$$J_{c,e} = \max(-m_e, 0) c_e (T_P - T_E) - m_e h_P, \quad c_e = \frac{h_E^* - h_P^*}{T_E^* - T_P^*} \quad (8)$$

При получении дискретного аналога уравнения энергии для КО с узловой точкой P производится суммирование потоков по всем граням, поэтому второй член с h_P в уравнении (2.10) исчезнет, поскольку выполняется дискретное уравнение неразрывности (сумма потоков массы равна нулю).

Этот подход позволяет удалить из дискретного уравнения энтальпию путем введения «эффективной» теплоемкости c_e на грани КО. Как показали наши эксперименты, этот подход обладает хорошей сходимостью даже для очень сильной нелинейной зависимости теплоемкости (и соответственно энтальпии) от температуры и давления.

Алгебраическая пристенная модель турбулентности

В алгебраических моделях для расчета коэффициента турбулентной вязкости используются соотношения, основанные на локальных значениях скоростей и их производных. Пик использования таких моделей приходится на 80-е годы прошлого столетия. Наиболее интересной с нашей точки зрения является модель, предложенная В.Н. Поповым [8]. Эта модель и была реализована в коде ANES в качестве алгебраической пристенной модели.

В модели Попова коэффициент кинематической турбулентной вязкости для *круглой трубы* рассчитывается по соотношению

$$\frac{v_t}{v_g} = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{|\tau/\tau_c|}{R} \left(\frac{v_t}{v}\right)^{п.с.} \left[1 + \left(\frac{v_t}{v}\right)^{п.с.}\right]} \quad (9)$$

Здесь

$R = r/r_0$ - безразмерный радиус трубы,

$\tau_c = \left[\rho_g v_g \frac{\partial U_z}{\partial r} \right]_c$ - касательное напряжение на стенке,

τ - касательное напряжение в локальной точке потока,

$\eta = \frac{\sqrt{\tau_c} (r_0 - r)}{\sqrt{\rho_g v_g}}$ - безразмерное расстояние от стенки трубы,

$\left(\frac{v_t}{v}\right)^{п.с.}(\eta, R)$ — функциональная зависимость для постоянных свойств, в которых безраз-

мерное расстояние от стенки η рассчитывается по локальным значениям физических свойств. Влияние на величину v_t переменности свойств по сечению учитывается в этой формуле переменностью по сечению входящего в η комплекса $\sqrt{\rho} / \mu$. В текущих расчетах в качестве такой зависимости использовалась формула Рейхарда:

$$\frac{v_t}{v_g} = \begin{cases} 0.4 \left(\eta - 11 \operatorname{th} \left(\frac{\eta}{11} \right) \right), & \eta \leq 50 \\ 0.133 (0.5 + R^2) (1 + R), & \eta > 50 \end{cases} \quad (10)$$

Вторая алгебраическая модель, которая тестировалась в данном исследовании – это LVEL модель Б. Сполдинга, реализованная в коде PHOENICS (см. ниже).

Двухпараметрическая модель турбулентности

Главный недостаток алгебраических моделей связан с тем, что они практически неприменимы для задач со сложной геометрией расчетной области. Поэтому в качестве второй модели турбулентности для проведения расчетов с СКД теплоносителями использовалась модифицированная k - ϵ модель турбулентности [10], использующая дифференциальные уравнения переноса для удельной кинетической энергии турбулентных пульсаций (k) и скорости диссипации турбулентной энергии (ϵ).

$$\operatorname{div} \left(\rho_g \mathbf{U}_g k - \rho_g \left(v_g + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) = \rho_g (P_k + P_g - \epsilon), \quad (11)$$

$$\operatorname{div} \left(\rho_g \mathbf{U}_g \epsilon - \rho_g \left(v_g + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right) = \rho_g (C_{\epsilon 1} P_k + C_{\epsilon 3} P_g - C_{\epsilon 2} \rho_g \epsilon) \frac{\epsilon}{k}$$

Источниковый член P_k в правой части системы (11) описывает порождение величин k и ϵ за счет деформации осредненной скорости

$$P_k = \nu_T \mathbf{G},$$

где G – функция вязкой диссипации. Источниковый член P_g в правой части системы (11) описывает порождение или диссипацию величин k и ε за счет сил плавучести

$$P_g = \beta_{Tg} \frac{\rho_g v_t}{\sigma_{Tg,t}} \sum_{k=x,y,z} g_k \frac{\partial T_g}{\partial x_k}, \quad \beta_{Tg} = -\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial T_g}$$

Коэффициент кинематической турбулентной вязкости рассчитывается по соотношению

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (12)$$

Турбулентная модель содержит пять постоянных, «стандартные» значения которых следующие:

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92, \quad C_{\varepsilon 3} = 1.0, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1.44$$

Система (11)-(12) представляет собой так называемую «стандартную» k - ε модель, которая *не справедлива* вблизи твердых поверхностей. Для разрешения этой проблемы к настоящему времени было предложено два подхода.

В первом подходе вблизи стенки источниковые члены в уравнениях (11) модифицируются, а постоянные модели превращаются в функции от расстояния от стенки (или от турбулентного числа Рейнольдса). Это так называемые модели для малых турбулентных чисел Рейнольдса. Главным недостатком таких моделей является необходимость использования очень мелкой сетки вблизи твердой поверхности, что становится существенным ограничивающим фактором при моделировании областей со сложной геометрией.

При втором подходе в контрольных объемах сетки, лежащих вблизи твердых стенок, значения турбулентной энергии, диссипации, трения и теплового потока рассчитываются с использованием некоторых универсальных пристеночных законов для скорости, температуры, диссипации и т.д. Эти модели получили название моделей турбулентности с пристенными функциями. Главное достоинство этого класса моделей состоит в том, что они не требуют чрезвычайно мелких сеток КО вблизи обтекаемых твердых поверхностей.

Следует также отметить, что использование «универсальных» соотношений в пристенных функциях ничуть не хуже, чем новые источниковые члены в низкорейнольдсовских моделях. Эти дополнительные эмпирические источники также получены из «обработки» тех же универсальных законов стенки или других экспериментальных соотношений.

Поскольку в дальнейшем планируются проводить расчеты для сложных геометрий, то для верификации была выбрана именно модель с пристенными функциями.

К настоящему времени разработано большое число различных моделей пристенных функций [см. например, 8]. В данной работе использовались так называемые неравновесные пристенные функции Лаундера-Сполдинга [10].

Поясним кратко принцип использования пристенных функций на примере задания граничных условий для скорости на твердой поверхности (см. рисунок 3).

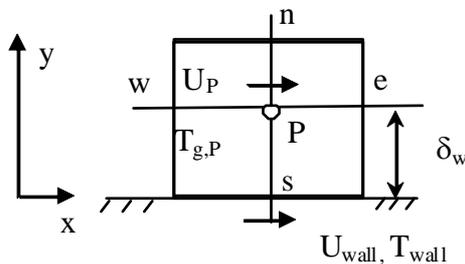


Рисунок 3 - Схема пристенного КО для скорости

При «стандартной» (в соответствии с численной схемой) реализации граничного условия плотность потока импульса (касательное напряжение) на грани “s” должна быть рассчитана по формуле

$$J_{U,s} = -\frac{\mu_{\text{eff},P}}{\delta_w} U_P, \quad \mu_{\text{eff},P} = \left[\rho_g (v_g + v_t) \right]_P. \quad (13)$$

Если узел P находится вне вязкого подслоя, то вычисление трения по уравнению (13) приводит к значительным погрешностям, так как пристенный КО характеризуется большими градиентами скорости и турбулентной вязкости (и эти распределения отнюдь не линейные).

С другой стороны выражение для касательного напряжения на стенке можно записать в следующем обобщенном виде

$$J_{U,s} \equiv \tau_w = -\rho_{g,P} |U_P| c_{fw} U_P = -\frac{\mu_{\text{eff},P}^*}{\delta_w} U_P, \quad (14)$$

$$c_{fw} = \frac{\tau_w}{\rho_{g,P} U_P^2}, \quad Re_w = \frac{|U_P| \delta_w}{v_{g,P}},$$

$$\mu_{\text{eff},P}^* = \rho_g v_g (c_{fw} Re_w).$$

Здесь $c_{fw} = c_w(Re_w)$ - «эмпирический» коэффициент трения, который можно получить из различных универсальных зависимостей для сдвигового пристенного слоя (например, логарифмического профиля скорости). Суть использования этой величины состоит в следующем: для расчета граничного условия прилипания на стенке используется «обычное» для схемы выражение (13), но значение эффективной вязкости подменяется на «пристенное» значение $\mu_{\text{eff},P}^*$.

Аналогичные соотношения можно записать и для теплового потока

$$J_{Tg,s} \equiv q_w = -\rho_{g,P} c_{pg,P} |U_P| St_w (T_{g,P} - T_w) = -\frac{\lambda_P^*}{\delta_w} (T_{g,P} - T_w), \quad (14)$$

$$St_w = \frac{q_w}{\rho_{g,P} c_{pg,P} |U_P| (T_{g,P} - T_w)},$$

$$\lambda_P^* = \frac{\rho_g v_g c_{pg,P}}{Pr} (St_w Re_w Pr).$$

где St_w - «эмпирическое» пристенное число Стентона. Аналогичный подход используется и для задания граничных условий для турбулентной энергии и диссипации.

В модели Лаундера-Сполдинга для расчета коэффициента трения используется соотношение

$$c_{fw} = \frac{\kappa^* \sqrt{k_P}}{U_P \ln \left(\frac{E^* \sqrt{k_P} \delta_w}{v_P} \right)} \quad (15)$$

Здесь κ^* и E^* - постоянные. Это выражение получается из универсального логарифмического профиля скорости. Аналогичные соотношения используются и для расчета числа Стентона.

3. Тестирование моделей турбулентности ANES на данных по нормальным и ухудшенным режимам теплообмена

Для верификации моделей турбулентности кода ANES были проведены расчеты подъемного течения воды СКД в вертикальных трубах. Для сравнения, как уже отмечалось, были выбраны эксперименты П.Л. Кириллова [5,6] и М.Е. Шицмана [7].

В экспериментах П.Л. Кириллова использовалась вертикальная труба из нержавеющей стали с внутренним диаметром $d_T = 10$ мм, длиной $L_T = 4000$ мм, и толщиной 2 мм. Вода на входе в трубу имела следующие параметры: давление = 239.5 бар, температура = 318.7 С, плотность массового расхода $\rho U = 987$ кг/(м² с).

Для моделирования использовались две расчетные области:

- цилиндрический канал с G-фазой на стенке которого задавался постоянный тепловой поток q_w ,
- цилиндрический канал с G-фазой, окруженный толстой стенкой (S-фаза); снаружи стенка была теплоизолирована, а в самой стенке задавалось равномерное тепловыделение с полной мощностью Q .

В расчетах варьировался тепловой поток, подводимый к теплоносителю. Параметры режимов соответствовали параметрам экспериментов (см. таблицу 1).

Таблица 1 - Варианты расчетов для экспериментов Кириллова

Номер режима	Q, Вт	q_w , кВт/м ²	$q_w/(\rho U)$, кДж/кг
2	6201.5	49.35	0,05
5	37209.0	296.1	0,3
8	74418.0	592.2	0,6
10	99224.0	789.6	0,8

Для экспериментов М.Е. Шицмана использовались следующие параметры:

- труба: внутренний диаметр $d_T = 8$ мм, длина $L_T = 2000$ мм, стенка – нет.
- параметры воды на входе в трубу: давление = 226 бар, температура = 325 С, плотность массового расхода $\rho U = 430$ кг/(м² с).

Таблица 3.2. Варианты расчетов для экспериментов Шицмана

Номер режима	q_w , кВт/м ²	$q_w/(\rho U)$, кДж/кг
1	210	0,5
2	281	0,65
3	300	0,7

Проведенные расчеты показали, что для обеих геометрий расчетной области (со стенкой и без) поля теплоносителя практически идентичны, что связано с отсутствием аксиальных перетечек тепла по стенке. Поэтому ниже (для простоты) приводятся результаты расчетов для геометрии без стенки.

Для моделирования использовалась структурная двумерная сетка в цилиндрической системе координат (r, z) :

- 1) для алгебраической модели турбулентности использовалась сетка КО : $n_R=71$, $n_Z=200$;
- 2) для k-ε модели турбулентности использовалась сетка КО: $n_R = 51$, $n_Z = 200$.

Важное замечание.

Для корректного использования k-ε модели с пристенными функциями необходимо, чтобы безразмерное расстояние от стенки первого узла сетки – y_p^+ была достаточно большой. Лучше всего, если этот узел располагается в логарифмической области универсального закона стенки ($y_p^+ > 12$). В расчетах эта величина лежала в пределах 20 .. 50.

При использовании алгебраической модели В.Н. Попова, напротив, использовалась мелкая логарифмически сгущающаяся к стенке сетка с $y_p^+ = 0.5 .. 0.1$ в первом КО у стенки.

Результаты моделирования экспериментов П.Л. Кириллова

Ниже приведены результаты расчетов по двум моделям турбулентности — алгебраической модели и k-ε модели с пристенными функциями.

На рисунках 4 – 7 показано сравнение расчетных и экспериментальных данных по температуре стенки для режимов, приведенных в таблице 1. В этих расчетах не учитывалось влияние сил плавучести (ускорение свободного падения полагалось равной нулю).

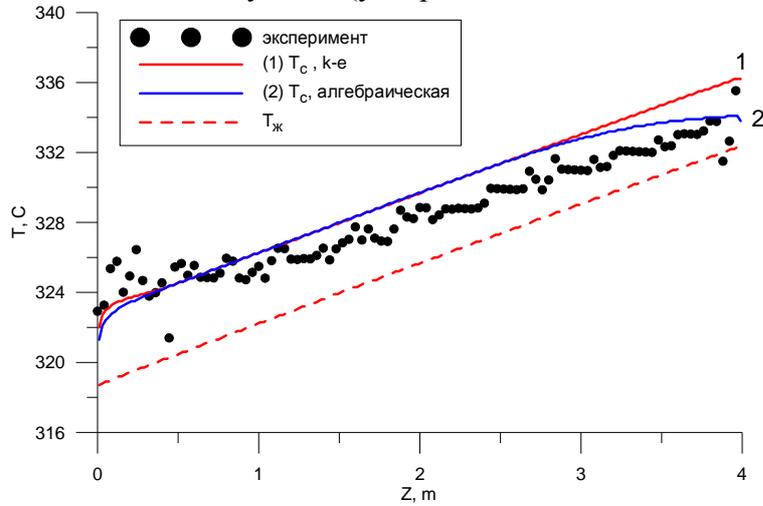


Рисунок 4 - Температура стенки T_c и среднemasовая температура T_j для режима 2: $q_w = 50 \text{ кВт/м}^2$

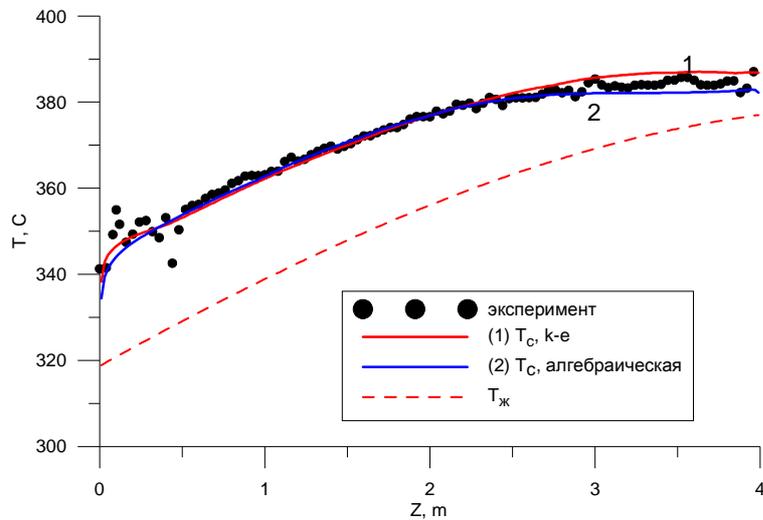


Рисунок 5 - Температура стенки для режима 5: $q_w = 296 \text{ кВт/м}^2$

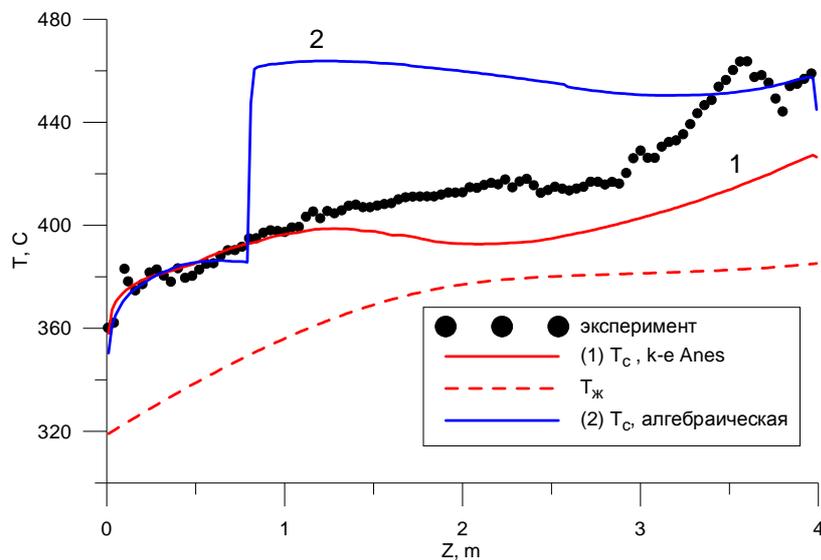


Рисунок 6 - Температура стенки для режима 8: $q_w = 592 \text{ кВт/м}^2$

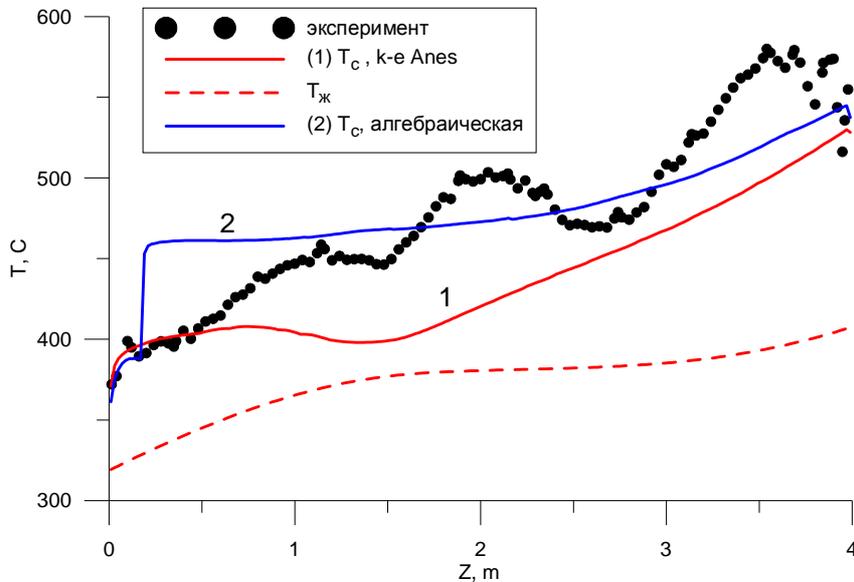


Рисунок 7 - Температура стенки для режима 10: $q_w = 790 \text{ кВт/м}^2$

Влияние сил плавучести

Для исследования влияния сил плавучести были проведены расчеты для тех же режимов. При использовании алгебраической модели турбулентности силы плавучести учитывались только в уравнении движения (1). При использовании двухпараметрической $k-\epsilon$ модели дополнительно учитывались эти силы в источниковых членах уравнений для k и ϵ (член P_g в (11)).

Для режимов 2 и 5 силы плавучести не оказывают заметного влияния, это влияние начинает проявляться в режимах 8 и 10. На рисунках 8 — 9 показано сравнение по температуре стенки для этих режимов.

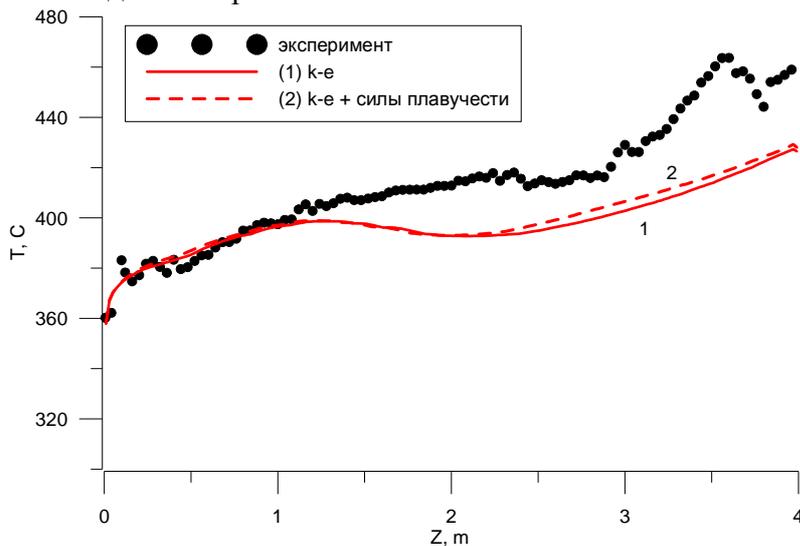


Рисунок 8 - Температура стенки для режима 8: $q_w = 592 \text{ кВт/м}^2$

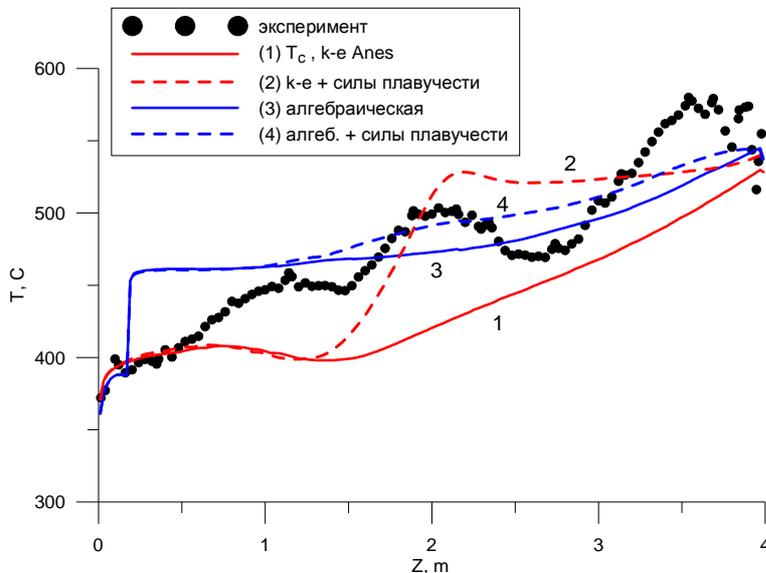


Рисунок 9 - Температура стенки для режима 10: $q_w = 790 \text{ кВт/м}^2$

Как следует из этих рисунков, учет сил плавучести приводит к гораздо лучшему совпадению с экспериментальными данными, как для алгебраической модели, так и для k - ϵ модели.

На рисунке 10 показано поле безразмерной турбулентной вязкости ν_t/ν_g с учетом и без учета сил плавучести. На рисунке 11 представлено поле продольной скорости U_{gz} . Хорошо видно, каким образом проявляется влияние сил плавучести. По мере нагрева появляются типичные М-образные профили скорости и зоны с ламинаризацией потока. На рисунке 12 показаны поле продольной скорости и безразмерного коэффициента турбулентной вязкости для алгебраической модели турбулентности.

На рисунке 13 показано распределение относительного числа Нуссельта по длине трубы для всех режимов. Безразмерное число Нуссельта представляет собой отношение локального числа Нуссельта Nu к числу Нуссельта, рассчитанному по соотношениям для постоянных свойств Nu_0 .

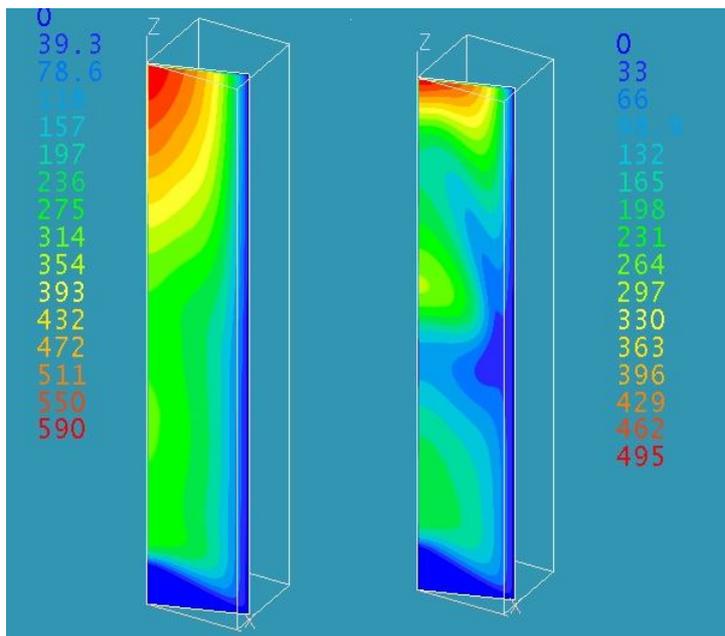


Рисунок 10 - Коэффициент безразмерной турбулентной вязкости ν_t/ν_g , режим 10, k - ϵ модель:
слева – без учета сил плавучести, справа – с учетом сил плавучести

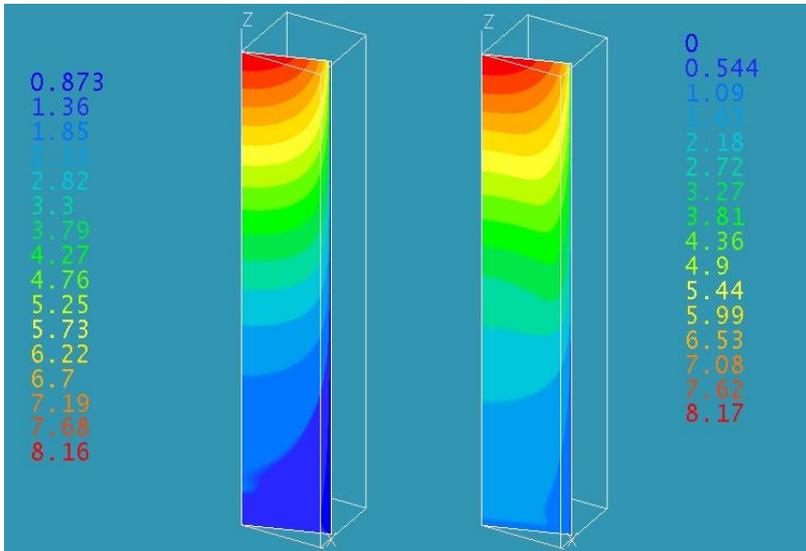


Рисунок 11 - Аксиальная скорость U_{gZ} , режим 10, k-ε модель:
слева – без учета сил плавучести, справа – с учетом сил плавучести

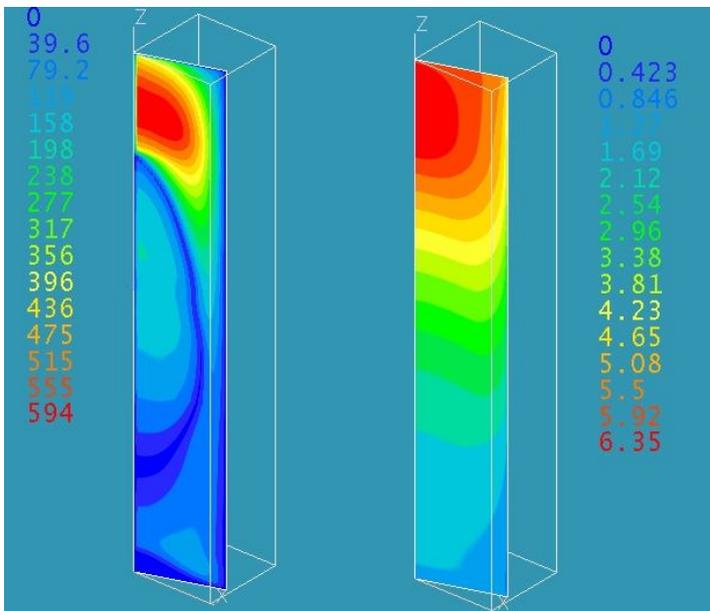


Рисунок 12 - Безразмерная турбулентная вязкость (слева) и аксиальная скорость (справа):
режим 10, алгебраическая модель В.Н. Попова

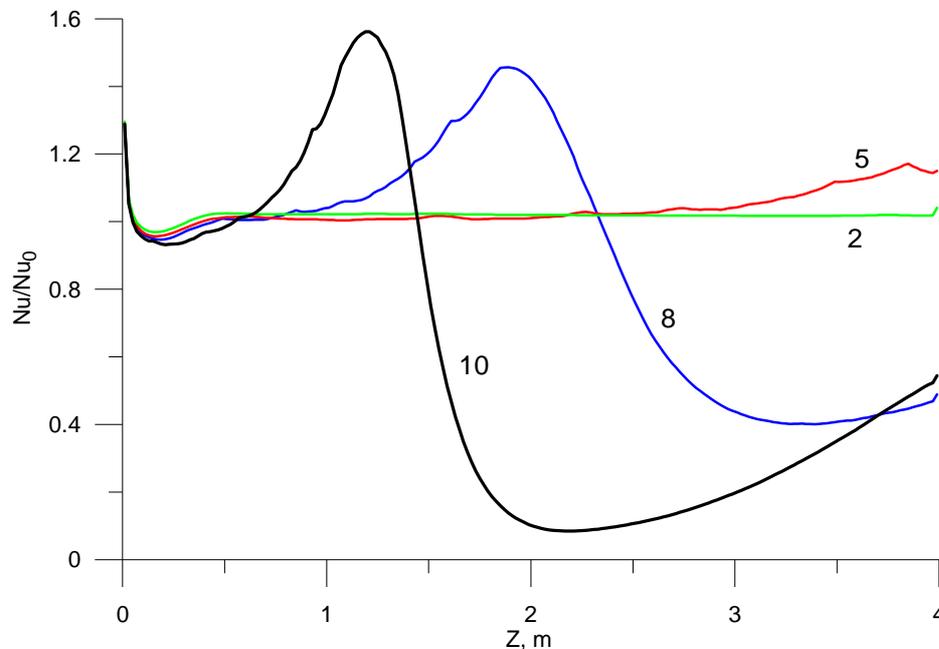


Рисунок 13 - Относительное локальное число Нуссельта (цифра у кривой соответствует номеру режима)

Число Nu вычислялось в каждом сечении по z по соотношениям:

$$Nu = \frac{\alpha d_T}{\lambda_g}, \quad \alpha = \frac{q_w}{T_m - T_c}, \quad T_m = h^{-1}(h_m),$$

$$h_m = \frac{\int_r \rho_g U_{gz} h_g r dr}{\int_r \rho_g U_{gz} r dr} \quad (16)$$

Здесь

T_m - среднемассовая температура воды,

T_c - температура стенки,

$h^{-1}(h)$ - зависимость температуры от энтальпии.

Число Нуссельта для постоянных свойств рассчитывалось по формуле Петухова:

$$Nu_0 = \frac{\xi/8 Re Pr}{1.07 + 12.7 \sqrt{\xi/8} (Pr^{0.666} - 1)}, \quad \xi = \frac{1}{(1.82 \lg(Re) - 1.64)^2} \quad (17)$$

В соотношениях (16) и (17) все величины рассчитывались по *среднемассовой температуре* воды T_m .

Как следует из рисунка (13) в режимах 8 и 10 как в экспериментах, так и в расчетах наблюдаются режимы ухудшенной теплоотдачи.

Результаты моделирования экспериментов М.Е. Шицмана

В отличие от экспериментов П.Л. Кириллова, в экспериментах М.Е. Шицмана при ухудшенных режимах теплоотдачи (режим 3) наблюдается значительный пик температуры стенки. Результаты расчета для этого режима показаны на рисунке 14.

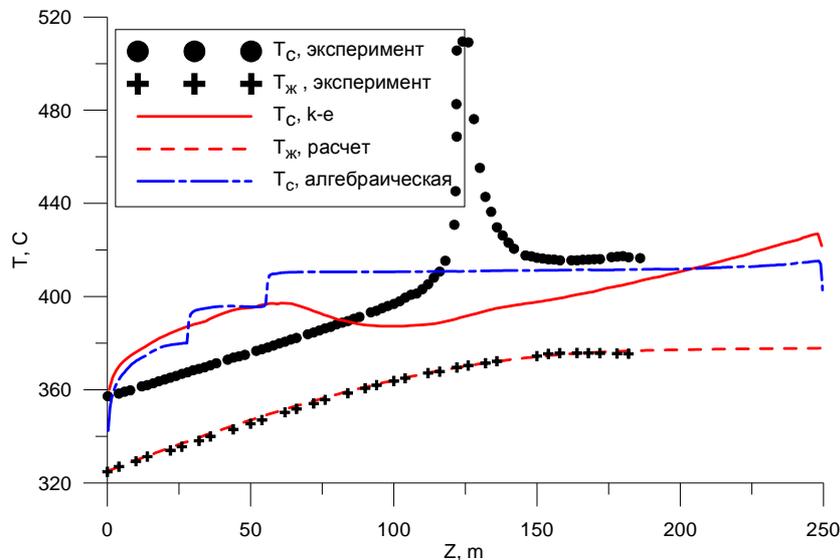


Рисунок 14 – Температура стенки (T_c) и среднemasовая температура воды (T_j) для режима 3

Хорошо видно, что наблюдается существенное расхождение результатов по температуре стенки. Заметим, что для режимов 1 и 2 (без ухудшенной теплоотдачи) наблюдается хорошее совпадение результатов расчетов и экспериментов. Следует отметить, что расчеты по другим CFD кодам [2] также не могут описать этот большой пик температуры стенки.

4. Сравнение результатов расчетов кодов ANES и PHOENICS

Для дополнительной верификации предложенной математической модели кода ANES были проведены расчеты с использованием коммерческого универсального кода PHOENICS. В качестве модели турбулентности в обоих кодах использовалась k-е модель турбулентности с пристенными функциями Сполдинга-Лаундера. На рисунках 15 – 17 показано сравнение результатов по температуре стенки. Расчеты проводились с учетом сил плавучести.

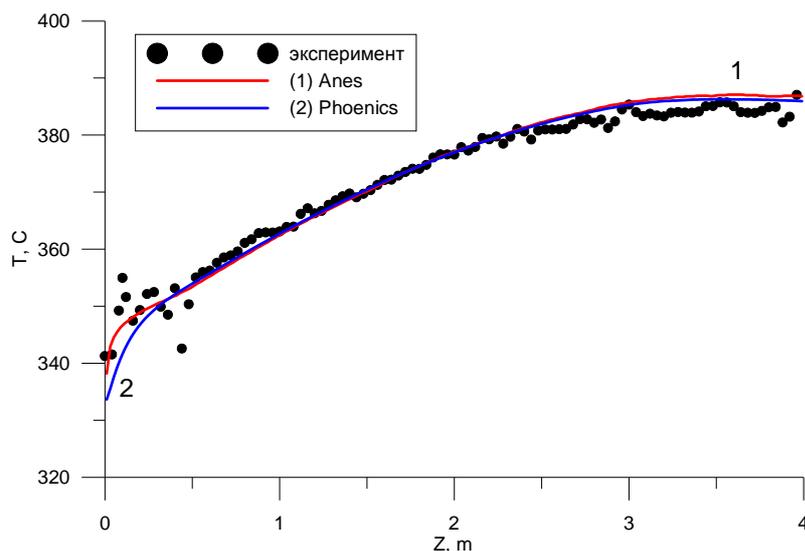


Рисунок 15 – Температура стенки для режима 5

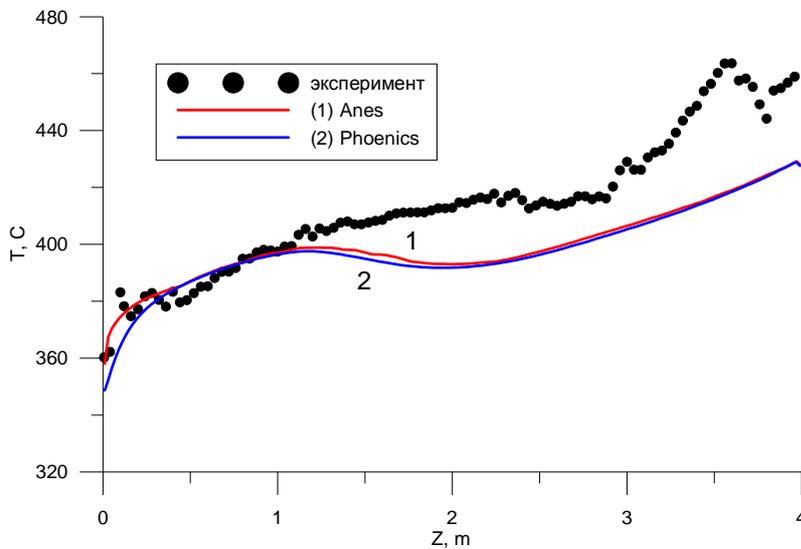


Рисунок 16 – Температура стенки для режима 8

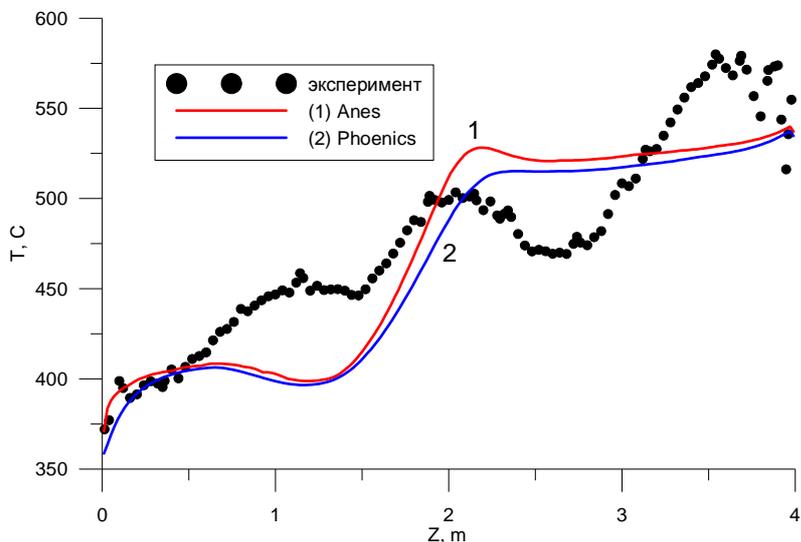


Рисунок 17 – Температура стенки для режима 10

Как следует из рисунков, наблюдается очень хорошее совпадение результатов модели, реализованной в коде ANES, с результатами кода PHOENICS.

5. Тестирование моделей турбулентности PHOENICS на данных по нормальным и ухудшенным режимам теплообмена

В коде PHOENICS реализовано несколько различных моделей турбулентности, что позволило провести их сравнение. В расчетах использовались следующие модели:

- 1) K-E - стандартная k-ε модель с пристенными функциями Лаундера-Сполдинга.
- 2) KECHEM - двухпараметрическая k-ε модель Кима и Чена [12].
- 3) KOMODL - двухпараметрическая k-ω модель [13].
- 4) KERNG - двухпараметрическая k-ε RNG модель [14].
- 5) KEMMK - модификация k-ε (модель Мураками, Машидо и Кондо) [15].
- 6) KEKL - модификация k-ε (модель Лаундера и Като) [16].
- 7) KE-YAP - модификация k-ε (модель Япа) [17].
- 8) LVEL - алгебраическая пристенная модель турбулентности Сполдинга [18].

Как уже отмечалось, режимы с малыми тепловыми нагрузками все модели воспроизводят вполне удовлетворительно. Поэтому на рисунках 18 -19 приведены результаты моделирования режимов экспериментов П.Л. Кириллова с ухудшенным теплообменом.

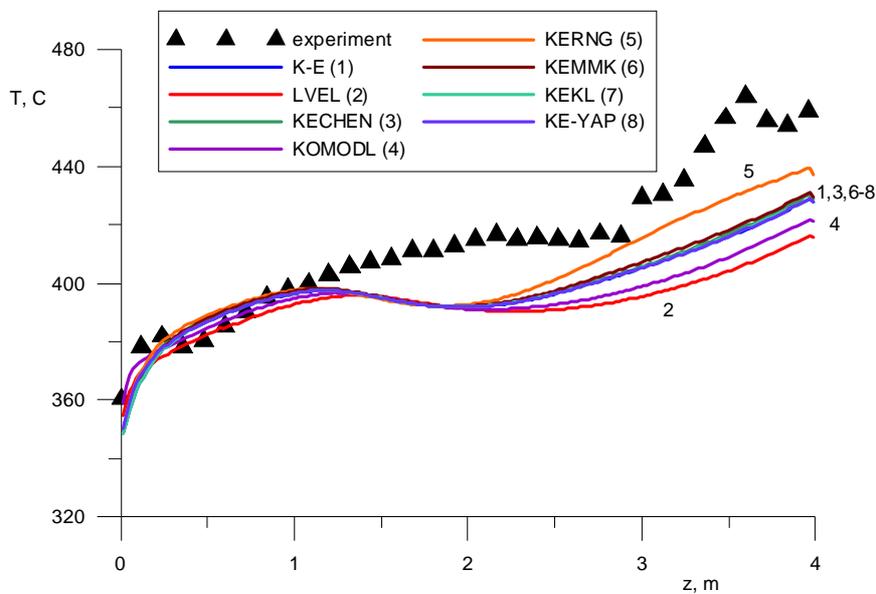


Рисунок 18 – Температура стенки для режима 8

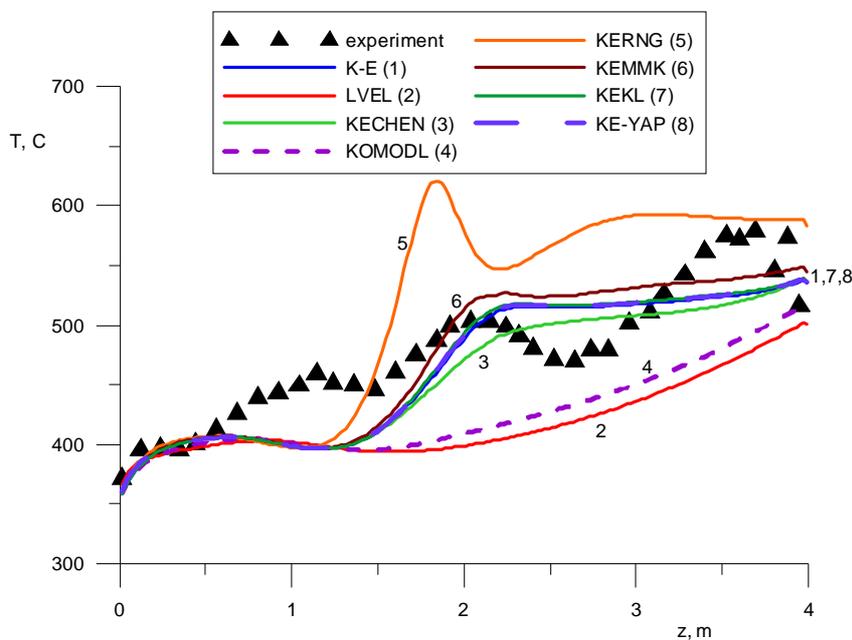


Рисунок 19 – Температура стенки для режима 10

Как следует из этих рисунков, наиболее удовлетворительные результаты дает стандартная к-ε с пристенными функциями. Следует заметить, что алгебраическая LVEL модель PHOENICS не описывает ухудшенные режимы экспериментов П.Л. Кириллова, в отличие от алгебраической модели В.Н. Попова.

В составе кода PHOENICS имеется несколько к-ε моделей для низких чисел Рейнольдса. Однако мы не смогли получить решение с этими моделями для режимов 8 и 10 (наблюдалась расходимость итерационного процесса решения).

5. Анализ результатов расчетов

Проведенные расчеты позволяют сделать следующие основные выводы.

Двухпараметрические модели турбулентности позволяют описать не только нормальные режимы теплообмена при течении теплоносителя СКД в вертикальных трубах, но и ухудшенные режимы. Наилучшие результаты дает стандартная к-ε с пристенными функциями и алгебраическая модель В.Н. Попова. Поэтому имеет смысл провести интеграцию этих мо-

делей – модифицировать пристенные функции на основе учета распределения температуры в пристенном КО.

Для экспериментов М.Е. Шицмана наблюдается существенное расхождение результатов наших расчетов (как и расчетов по другим CFD кодам) и экспериментальных данных. Для анализа протекающих процессов целесообразно продолжить тестирование различных моделей на данных для других теплоносителей, в частности, для углекислого газа и фреона.

6. Выводы

За отчетный период авторами выполнена следующая работа:

- 1) На основе доступной литературы выполнен анализ существующих экспериментальных данных по течению воды СКД и отобраны данные для проведения верификационных расчетов.
- 2) Для проведения расчетов теплоносителей СКД проведена модификация математических моделей кодов ANES и PHOENICS: создана БД свойств воды СКД, скорректированы алгоритмы решения уравнения энергии на случай сильно переменной изобарной теплоемкости. В код ANES добавлена алгебраическая пристенная модель Попова.
- 3) Проведено тестирование k-ε модели кода Anes на основе результатов расчетов кодов ANES и PHOENICS. Показано, что эти модели дают практически идентичные результаты для теплоносителей СКД.
- 4) Проведена верификация двухпараметрических моделей турбулентности, реализованных в коде ANES и PHOENICS, на основе существующих экспериментальных данных по теплообмену при течении СКД теплоносителя в вертикальных трубах. Показано, что двухпараметрические модели турбулентности в состоянии описать не только нормальные, но и ухудшенные режимы теплообмена при течении воды СКД.
- 5) После проведения дополнительных исследований для других теплоносителей СКД (углекислый газ и фреон) будет подготовлена статья в научный журнал.

Таким образом план 2010 года в целом выполнен.

Литература

1. Блинков В.Н., Габараев Б.А., Мелихов О.И., Соловьёв С.Л. Нерешенные проблемы тепло- и массообмена водоохлаждаемых реакторных установок со сверхкритическими параметрами теплоносителя. Препринт НИКИЭТ. ЕТ-08/76, М., 2008.
2. Seo K.W., Anderson M.H., Corradini M.L. Studies of supercritical heat transfer and flow phenomena. Proc. NURETH-11, Avignon, France, October 2-6, 2005, paper 162.
3. Cheng X., Kuang B., Yang Y.H. Numerical analysis of heat transfer in supercritical water cooled flow channels // Nuclear Engin. Des. 2007. V. 273.P. 240–252.
4. .L. Pioro and R.V. Duffey Heat transfer and hydraulic resistance at supercritical pressures in power–engineering applications. ASME Press, 2007, 334 pp.
5. П.Л. Кириллов, В.В. Ложкин, А.М. Смирнов. Исследование границ ухудшенных режимов канала при сверхкритических давлений// Препринт ФЭИ-2988, Обнинск, 2003. – 20 с.
6. S.Mokry, I.Pioro, P.Kirillov, Y.Gospodinov. Supercritical-water heat transfer in vertical bare tube.// Nuclear Engineering and Design. 2010. V 240. pp 568-576.
7. М.Е. Шицман. Ухудшенные режимы теплоотдачи при закритических давлениях // Теплофизика высоких температур. 1963. Т. 1. № 2. С. 267.
8. Артемов В.И., Яньков Г.Г., Карпов В.Е., Макаров М.В. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена в элементах теплотехнического и энергетического оборудования // Теплоэнергетика, 2000, N 7, с. 52-59.
9. В.Н. Попов. К расчету процессов теплообмена и турбулентного течения сжимаемой жидкости в круглой трубе // ТВТ. 1977. Т.15. № 6. С. 1220–1229.
10. В.Е. Launder. О расчете конвективного теплообмена в сложных турбулентных течениях// Современное машиностроение, серия А, 1989, № 9, с. 69-89.
11. D. C. Wilcox, “Turbulence modeling for CFD,” DCW Industries, Inc., 1994.
12. Y.S.Chen and S.W.Kim. Computation of turbulent flows using an extended k-ε turbulence closure model// NASA CR-179204, 1987.
13. F.R.Menter. Improved two-equation k-ω turbulence model for aerodynamic flows// NASA TM-103975, 1992.

14. V.Yakhot and L.M.Smith. The Renormalization group, the ϵ - expansion and derivation of turbulence models// *J.Sci.Comput.*, 1992, Vol.7, No.1.
15. M.Tsuchiya, S.Murakami, A.Mochida, K.Kondo & Y.Ishida. Development of a new k-e model for flow and pressure fields around bluff body// *J.Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, 1997, v. 67 & 68, 169-182.
16. M.Kato and B.E.Launder. The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders// 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, Kyoto, Japan, 1993.
17. C.Yap. Turbulent heat and momentum transfer in recirculating and impinging flows// PhD Thesis, Faculty of Technology, University of Manchester, 1987.
18. D.B. Spalding. A single formula for the law of the wall// *Trans ASME Series A, J Appl Mech*, 1961, vol. 28, no. 3, pp. 444-458.